

# $\text{Ni}^{60}$ の $\gamma - \gamma$ Angular Correlation

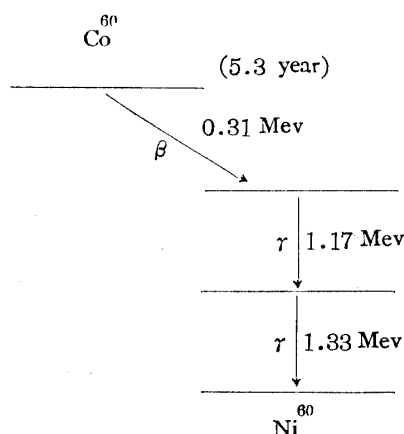
林 竹男, 河村光博, 青木 敦

## Directional Correlation of the $\text{Ni}^{60}$ $\gamma - \gamma$ Cascade

TAKEO HAYASHI, MITSUHIRO KAWAMURA and ATSUSHI AOKI

原子核が二つの  $\gamma$  rays を引続いて出して ground state におちる時, この二つの  $\gamma$  rays の angular correlation を測定することによって, 原子核の各準位の spin と  $\gamma$  rays の multipole order を決定することが出来る。我々は  $\text{Ni}^{60}$  の場合について測定を行ったので報告する。特にこの実験において技術的に注意すべき点及び補正の問題については詳しく述べることにする。 $\text{Ni}^{60}$  の decay scheme は Fig.1. の通りである。

Fig. 1



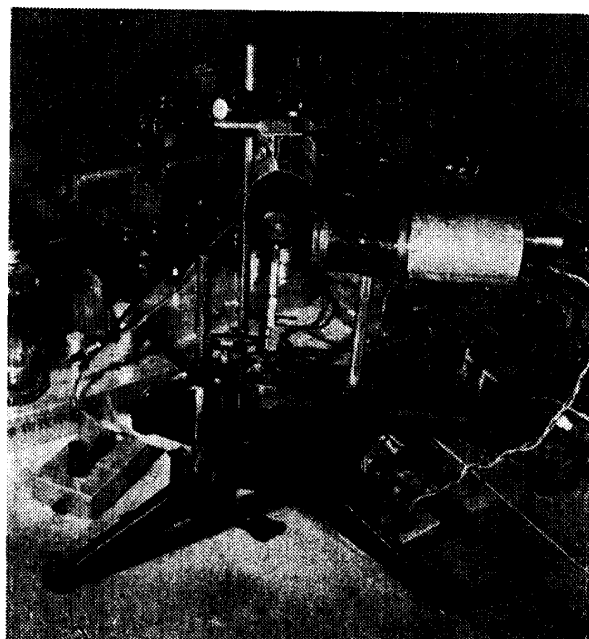
### I 測定装置及び方法

試料及び photomultiplier の部分の配置は Fig. 2. の通りである。

#### i) 試料及び容器

試料は Oak Ridge National Laboratory で作られた radiochemical purity 99.0%以上の  $\text{CoCl}_2$  の塩酸溶液である。約  $40\mu\text{c}$  の強さの試料を一樣な厚さのうすいガラスの球状容器(直径 1mm)に入れ, その上を Apiezon oil の薄い層でおおうことによって蒸発を防ぎ, 測定期間中試料の状態が液体のままで変わらないようにする。これは我々の場合のように intermediate state の life が短い<sup>2)</sup> 時には試料の状態の変化が決定的重要さをもつとは考えられないが, その life が長い時には試料の状

Fig. 2



態によって著しく correlation function が変わることが知られているからである<sup>3)</sup>。

#### ii) 結晶及び Photomultiplier

結晶は  $1 \times 1 \times 2 \text{ cm}$  の透明な  $\text{NaI(Tl)}$  で之を silicone vacuum grease でつつみ, 外側をアルミニウム箔の reflector でとりまき, RCA 5819 の前面にとりつける。この結晶は scattered  $\gamma$  rays に対して充分な厚さの鉛で保護しておく (Fig. 3.). RCA 5819 は使用電圧 860 V natural count 1 分間約 300 で, Fig. 3. の配置における count は 1 分間約 70,000 である。

#### iii) Setting

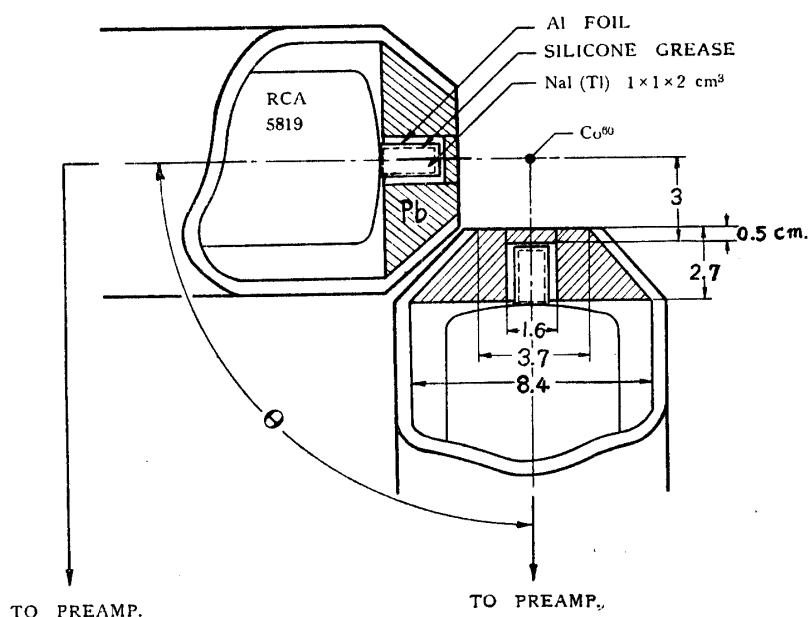
試料は vernier 付 mechanical stage に取付け, 各結晶前面からの距離を夫々 3 cm にする。試料の位置は circuit の movable tube channel における count が各角度において等しくなるようにこまかく調整してきめる。

#### iv) Circuit

circuit は Fig. 4. に示す通りである。分解能は  $2.8 \times 10^{-7} \text{ sec}$  で, 之の決定は各 channel での count 1 分

間約 70,000 の下での accidental coincidence の測定によった。circuit の調整は始め丁度一致している pulse を各 channel に入れた時、この pulse が coincidence circuit の input において再び正確に一致するよう delay adjuster の grid bias を調整することによって行う。又 accidental coincidence を測定するには delay adjuster によって一方の channel に約  $1\mu\text{sec}$  の delay を与え、二つの channel の pulse を完全に無関係にすることによって行う。従って各角度における true coincidence は delay adjuster により circuit を just coincidence の状態にした時の count から accidental coincidence count を差引いたものとなる。一つの角度における測定は常に  $90^\circ$  における測定と並行して行い、correlation function の値は  $90^\circ$  における測定値に対する測定値の比として決定する。尚最後に circuit の stability が測定値に相当影響を与えるので circuit の調整について B 電圧は勿論、filament の電圧の stability にも特に留意した。

Fig. 3

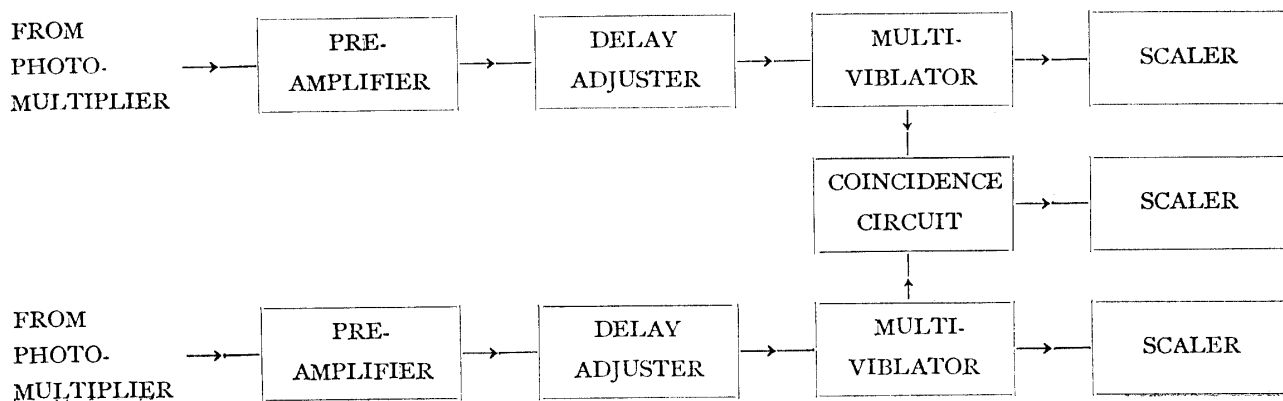


## II Finite Angular Resolution 及び Scattered $\gamma$ Rays に対する補正

### i) Finite Angular Resolution に対する補正

angular correlation の理論式における角  $\theta$  は二つの結晶の軸のなす角を意味しているが、実際の測定では結晶の大きさのために  $\theta$  より少し大きい角に対するものも少し小さい角に対するものも count に入ってくる。従って之に対する補正を行う必要がある。Rose<sup>4)</sup>に従えば Legendre の多項式で展開した correlation function が次の (1) 式で与えられる時、finite angular resolution に対して補正された式は (2) 式となる。

Fig. 4



$$W(\theta) = a_0 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta) + \dots \quad (1)$$

$$\bar{W}(\theta) = a_0 + a_2 A_2 P_2(\cos \theta) + a_4 A_4 P_4(\cos \theta) + \dots \quad (2)$$

$$A_l = \left( \frac{T_l}{T_0} \right)^2 \quad l=2, 4, \dots \quad (3)$$

$$T_l = \int_0^\pi P_l(\cos \beta) (1 - e^{-\tau x(\beta)}) \sin \beta d\beta \quad (4)$$

$\tau = 0.18 \text{ cm}^{-1}$ : NaI の 1.25 Mev の  $\gamma$  rays に対する absorption coefficient

$0 \leq \beta \leq \tan^{-1} [r/h+t] = \beta'$  に対して  $x(\beta) = t \sec \beta$ .

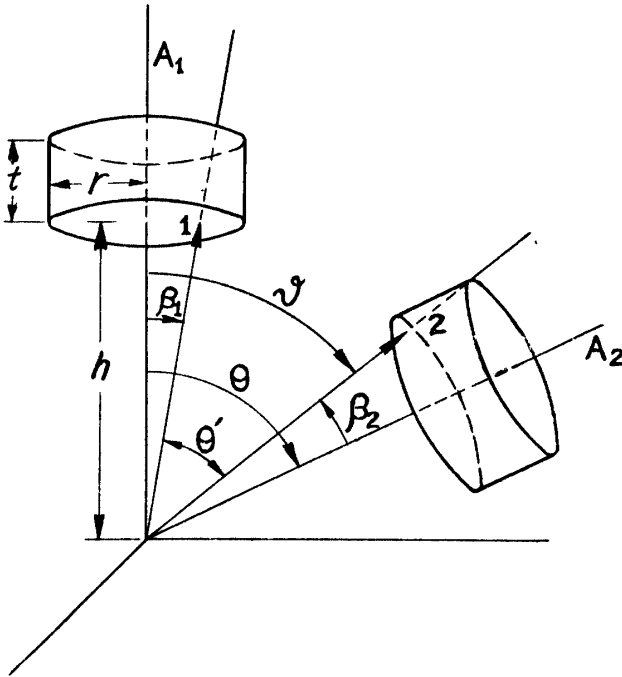
$\beta' \leq \beta \leq \tan^{-1} [r/h] = \gamma$  に対して

$$x(\beta) = r \cos \beta - h \sec \beta.$$

但し  $t, r, h$  は Fig. 5. で表わされるものとする.

ここで結晶を直径 1 cm 厚さ 2 cm の円筒形として計算すると  $A_l$  ( $l=2, 4, \dots$ ) の値は (5) 式になる.

Fig. 5



$$A_2 = 0.974396 \quad A_4 = 0.912636 \quad (5)$$

ところで 2nd, 1st excited state, ground state の spin を夫々 4, 2, 0 とし 1st  $\gamma$  rays, 2nd  $\gamma$  rays の pole を共に quadrupole とする時 (之を  $4(2)2(2)0$  と記す) の correlation function は (6) 式である.

$$W(\theta) = 1 + \frac{1}{8} \cos^2 \theta + \frac{1}{24} \cos^4 \theta \quad (6)$$

之を  $P_l$  の形に書き直しその式において (5) の  $A_2, A_4$  をかけて変形すれば補正された式は次の (7) 式となる.

$$\bar{W}(\theta) = 1 + 0.1239 \cos^2 \theta + 0.0380 \cos^4 \theta \quad (7)$$

## ii) Scattered $\gamma$ Rays に対する補正

一方の結晶の  $dv$  中における Compton scattered  $\gamma$  rays

が他方の結晶の  $dv'$  において計数されることによる false coincidence を  $dN$  とすれば

$$dN = 2 \frac{N_0}{V} dv S d\omega A \epsilon dv' \quad (8)$$

$N_0$ : 一個の photomultiplier tube の single count で両方についていづれも一分間約 70,000.

$V$ : 結晶の体積.  $1 \times 1 \times 2 \text{ cm}$

$A$ : scattered  $\gamma$  rays が鉛を透過する割合.

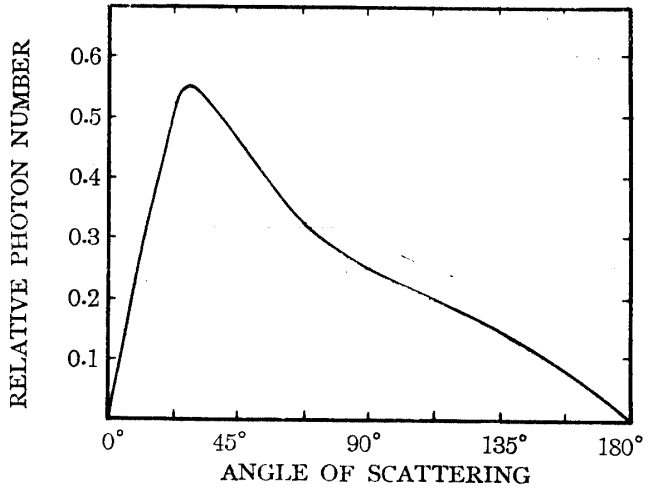
$\epsilon$ : 単位体積当りの結晶の efficiency. 但し efficiency は結晶中の体積素片の位置について一定とする.

$d\omega$ :  $dv$  の中心から  $dv'$  に対して張る solid angle.

$S$ : unit solid angle への scattered  $\gamma$  rays の割合.

( $\theta, \theta+d\theta$ ) 方向への scattered  $\gamma$  rays の数は (9) 式で表わされる。

Fig. 6



$$f(\theta) d\theta \propto \frac{\sin \theta (1 + \cos^2 \theta) \{1 + r(1 - \cos \theta)\}}{k_0 \{1 + r(1 - \cos \theta)\}^3} \times \left\{ 1 + \frac{r^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta) [1 + r(1 - \cos \theta)]} \right\} d\theta \quad (9)$$

$\mu$ : 電子の rest energy.

$k_0$ : incident  $\gamma$  rays の energy.

$\theta$ : scattered  $\gamma$  rays の incident  $\gamma$  rays に対する角.

$$r \equiv \frac{k_0}{\mu}$$

(9) 式を図示すると Fig. 6. となる. この図より  $S$  を求める事が出来る.

(a)  $\theta = 180^\circ$  の配置に対する場合の false coincidence は (8) 式を積分することによって得られる.

$$N_{180} = 2 N_0 A \epsilon V \int S d\omega \quad (10)$$

1 Mev の  $\gamma$  rays に対する結晶の efficiency は 0.2 であるから,  $180^\circ$  方向へ散乱された energy 200 kev の  $\gamma$  rays に対しては efficiency が約 3 倍であるとすれば  $\epsilon V$

$=0.6$ となる。一方の結晶から他方の結晶に対して張る角度は  $10^\circ$  であるから  $\theta=180^\circ \pm 5^\circ$  として Fig. 6. より  $\int S d\omega$  をもとめると  $\int S d\omega=0.0012$ , 又  $A=0.00055$ . 之等を (10) 式に代入して次式を得る.

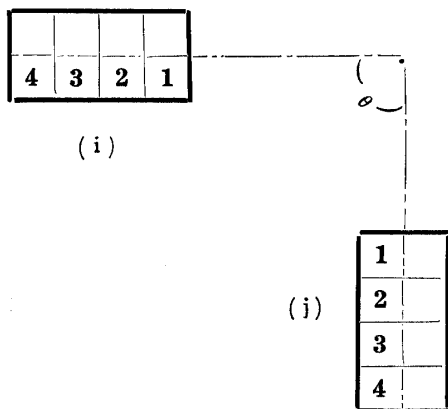
$$N_{180}=0.06/\text{min.}$$

(b)  $\theta=180^\circ$  以外の配置については, 一つの結晶中で Compton scattering を起した部分と入射する他方の結晶の部分の組合せに従って solid angle, efficiency, absorption が異ってくるので各結晶を夫々四つの部分に分けその一方の部分と他方の部分との組合せについて計算を行う. false coincidence count は次の (11) 式で与えられる.

$$N=2\frac{N_0}{4}\frac{\epsilon V}{4}\sum_{i,j=1}^4 A_{ij} \int S_{ij} d\omega \quad (11)$$

ここに  $i$  は一方の結晶について,  $j$  は他方の結晶についての夫々  $i$  番目及び  $j$  番目の部分をあらわす (Fig. 7.).

Fig. 7

Table I ( $\theta=90^\circ$ )

$ij$	$d_{ij}$ (cm)	$A_{ij}$ $\times 10^4$	$\int P_{ij} d\omega$ $\times 10^3$	$A_{ij} \int P_{ij} d\omega$ $\times 10^7$
11	1.2	4.5	2.2	9.9
12	1.5	0.7	1.6	1.1
13	1.5	0.7	1.6	1.1
14	1.8	0.2	1.4	0.3
22	1.2	4.5	1.4	6.3
23	1.7	0.2	1.2	0.2
24	2.3	0.0	1.4	0.0
33	2.5	0.0	1.6	0.0
34	3.0	0.0	1.0	0.0
44	3.5	0.0	1.2	0.0

Table II ( $\theta=120^\circ$ )

$ij$	$d_{ij}$ (cm)	$A_{ij}$ $\times 10^4$	$\int P_{ij} d\omega$ $\times 10^3$	$A_{ij} \int P_{ij} d\omega$ $\times 10^7$
11	1.1	2.9	1.1	3.2
12	1.1	2.9	1.1	3.2
13	1.1	2.9	0.9	2.6
14	1.1	2.9	0.7	2.0
22	1.1	2.9	0.7	2.0
23	1.1	2.9	0.6	1.7
24	1.1	2.9	0.6	1.7
33	1.1	2.9	0.6	1.7
34	1.3	0.7	0.6	0.4
44	1.7	0.1	0.6	0.1

Table III ( $\theta=150^\circ$ )

$ij$	$d_{ij}$ (cm)	$A_{ij}$ $\times 10^4$	$\int P_{ij} d\omega$ $\times 10^3$	$A_{ij} \int P_{ij} d\omega$ $\times 10^7$
11	1.0	5.5	1.6	8.7
12	1.0	5.5	1.3	7.3
13	1.1	3.7	1.1	3.9
14	1.1	3.7	0.9	3.4
22	1.0	5.5	1.3	7.3
23	1.0	5.5	1.1	5.8
24	1.0	5.5	0.9	5.1
33	1.0	5.5	0.9	5.1
34	1.0	5.5	0.8	4.5
44	1.0	5.5	0.7	3.9

各角度の配置についての計算を Table I~III に示す. 但し  $d_{ij}$  は  $i$  と  $j$  との間の平均の鉛の厚さである.

$$\theta=90^\circ \text{ の場合 } \sum_{i,j} A_{ij} \int S_{ij} d\omega = 21.6 \times 10^{-7}$$

$$N_{90}=0.02/\text{min}$$

$$\theta=120^\circ \text{ の場合 } \sum_{i,j} A_{ij} \int S_{ij} d\omega = 30.2 \times 10^{-7}$$

$$N_{120}=0.02/\text{min}$$

$$\theta=150^\circ \text{ の場合 } \sum_{i,j} A_{ij} \int S_{ij} d\omega = 94.0 \times 10^{-7}$$

$$N_{150}=0.05/\text{min}$$

### iii) Annihilation $\gamma$ Rays に対する補正

$\text{Ni}^{60}$  の  $\gamma$  rays の中 1.33 Mev の  $\gamma$  rays が鉛中で pair をつくりその positron が再び鉛中で annihilation を起して 0.5 Mev の  $\gamma$  rays を反対方向に出すことに基因する false coincidence が存在する. 従つて  $180^\circ$  の場合には, これに対する補正が必要である. false coincidence を  $N'$  とすれば

$$N'=2 N_0' P Q A' (\epsilon V)^2 \quad (12)$$

$N_0'$ : 結晶前面の鉛の部分に入射する 1.33 Mev の  $\gamma$

rays の数.

$P$ : 5 mm の厚さの鉛中で 1.33 Mev  $\gamma$  rays が pair creation を起す割合.

$\Omega$ : annihilation  $\gamma$  rays が他方の結晶に入る solid angle の全 solid angle に対する割合.

$A'$ : 0.5 Mev  $\gamma$  rays が鉛 1 cm を透過する割合.

$\epsilon'V$ : 0.5 Mev  $\gamma$  rays に対する結晶の efficiency.

次の如き値

$$N'_0 = \frac{1}{2} \times 7 \times 10^4 \times \frac{100}{20} \div 0.734 = 2.4 \times 10^5$$

$$P = 0.0006, \quad \Omega = \frac{1}{400}, \quad A' = 0.19, \quad \epsilon'V = 0.30$$

を (12) に代入すると

$$N' = 0.01/\text{min}$$

となる.

之等の結果より  $180^\circ$  の場合の total false coincidence は 0.07 % 以下, 他の角度については 0.05 % 以下となるから, いづれにしても之等による測定値の補正は必要でない.

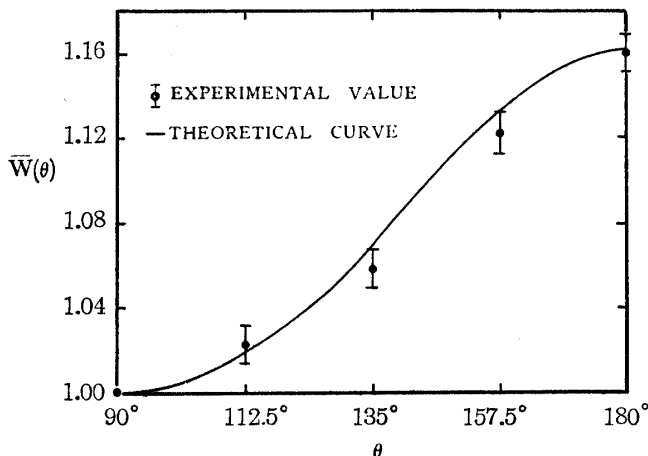
## II 結果及び考察

各角度についての true coincidence count 約 25,000 以上について求めた測定値を finite angular resolution に対して補正された理論値と共にまとめると Table IV 及び Fig. 8. となる.

Table IV

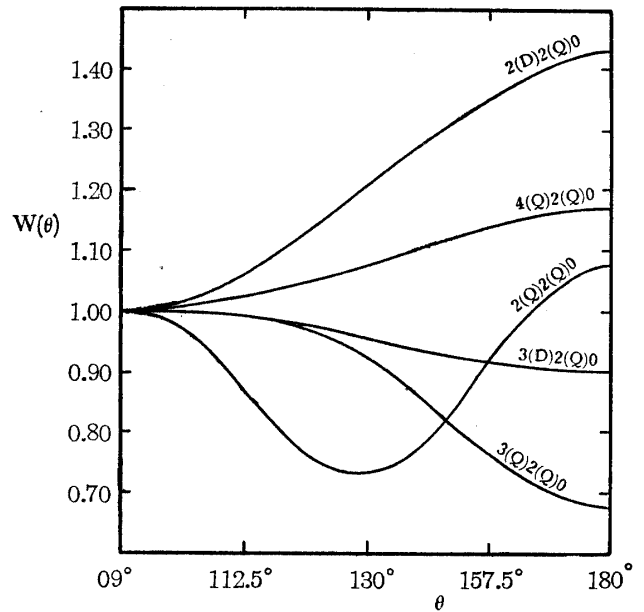
$\theta$	$\bar{W}(\theta)$ experimental	$\bar{W}(\theta)$ theoretical
$90.0^\circ$	1.000	1.000
$112.5^\circ$	$1.022 \pm 0.009$	1.019
$135.0^\circ$	$1.058 \pm 0.009$	1.071
$157.5^\circ$	$1.122 \pm 0.010$	1.133
$180.0^\circ$	$1.160 \pm 0.009$	1.162

Fig. 8



一方 2nd excited state の spin 及び 1st  $\gamma$  rays の pole を種々に変えて組合せた時の理論曲線は Fig. 9. である. 之等より測定値は実験誤差を考慮しても  $4(Q)2(Q)0$  によく一致している事が分る. この結果は Brady 及び Deutsch<sup>7)</sup>, Beyster 及び Wiedenbeck<sup>8)</sup>, 最近では Klema 及び McGowan<sup>9)</sup>, Kloepper<sup>10)</sup> の結果と一致する. しかし Aeppli 等<sup>11)</sup> が得た anisotropic ratio は我々の測定値より小さい.

Fig. 9



## 文 献

- 1) Hamilton, R. R.; *Phys. Rev.*, **58**, 122 (1940).
- 2) Bay, Z., Henri, V. P. and McLernon, F.; *Phys. Rev.*, **90**, 371 (1953).
- 3) Steffen, R. M.; *Phys. Rev.*, **90**, 1119 (1953).
- 4) Rose, M. E.; *Phys. Rev.*, **91**, 610 (1953).
- 5) Heitler, W.; *Quantum Theory of Radiation*, Oxford University Press, 2nd edition, p. 156.
- 6) De Benedetti, S. and Siegel, R. T.; *Phys. Rev.*, **94**, 955 (1954).
- 7) Brady, E. L. and Deutsch, M.; *Phys. Rev.*, **78**, 558 (1950).
- 8) Beyster, J. R. and Wiedenbeck, M. L.; *Phys. Rev.*, **79**, 411 (1950).
- 9) Klema, E. D. and McGowan, F. K.; *Phys. Rev.*, **91**, 616 (1953).
- 10) Kloepper, R. M.; *Phys. Rev.*, **91**, 1026 (1953).
- 11) Aeppli, H., Frauenfelder, H., Heer, E. and Rüetschi, R.; *Phys. Rev.*, **87**, 379 (1952).

(1955年1月受理)